Messung der Arbeit pro Ionenpaar in Stickstoff für Protonen und He-Ionen im Energiegebiet unterhalb 1 MeV

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

LUKAS SCHALLER

aus Basel

1962

Buchdruckerei Birkhäuser AG., Basel
1963

Messung der Arbeit pro Ionenpaar in Stickstoff für Protonen und He-Ionen im Energiegebiet unterhalb 1 MeV

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

LUKAS SCHALLER
aus Basel

Buchdruckerei Birkhäuser AG., Basel
1963

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag der Herren Prof. Dr. P. HUBER und Dr. E. BAUMGARTNER.

Basel, den 20. Februar 1962

Prof. Dr. M. EICHLER
Dekan

Sonderabdruck aus Helvetica Physica Acta, 36. Jahrgang, Heft 2 1963

Messung der Arbeit pro Ionenpaar in Stickstoff für Protonen und He-Ionen im Energiegebiet unterhalb 1 MeV

Summary. The average energy loss W per ion pair for protons and He-ions in N_2 has been determined as a function of the energy of the incident ions. The energy loss W was obtained by measuring both the current and the energy of the accelerated particles and the current of ions produced in an ionization chamber. No variation of W was found within the limits of error for protons in the energy range from 200 to 900 keV. The mean value $\overline{W}_p = 37{,}0 \pm 0{,}8$ eV per ion pair is in agreement with measurements by other authors in neighbouring energy ranges. In the energy interval from 270–630 keV also no variation of W_{He} is found, but the value is significantly greater than the Po-α-value. The difference is thought to be caused partly by charge exchange processes and partly by the increasing importance of nuclear collisions.

1. Einleitung

Eine oft verwendete Methode, die Energie schneller schwerer Teilchen zu messen, beruht auf der Bestimmung der Anzahl Ionenpaare, welche die Teilchen in einem bestimmten Gas erzeugen. Man nimmt dabei an, dass die mittlere Arbeit W pro Ionenpaar von der Teilchenenergie unabhängig ist. Diese Annahme wird zwar durch die Mehrzahl der bis jetzt durchgeführten Messungen bestätigt, kann jedoch theoretisch nicht begründet werden. Immerhin können ERSKINE[1]) für α-Teilchen der Energie 1–6 MeV in Helium, DALGARNO und GRIFFING[2]) für Protonen der Energie 0,01–3 MeV in atomarem Wasserstoff Werte der differentiellen Arbeit pro Ionenpaar $w = dE/dN$ berechnen, die mit den in reinem Helium[3]) und molekularem Wasserstoff[4])[5]) gemessenen W-Werten übereinstimmen. Eine Zusammenfassung der bis 1958 durchgeführten experimentellen Messungen findet sich bei VALENTINE und CURRAN[4]) und bei FULBRIGHT[5]). Danach besitzen Edelgase und Wasserstoff über weite Bereiche energieunabhängige W-Werte. Durch Vergleichsmessungen mit Argon fand dagegen JESSE[6]) in den beiden mehratomigen Gasen N_2 und C_2H_4 im Energieintervall von 1–9 MeV einen deutlichen Anstieg von W_{He} gegen kleinere Energien. Eine ähnliche Energieabhängigkeit der Arbeit pro Ionenpaar stellten ISHIWARI *et al.*[7]) fest, indem sie die spezifische Ionisationskurve von Po-α-Teilchen in Luft auswerteten.

In der vorliegenden Arbeit sollen im bis jetzt wenig untersuchten Energiegebiet unterhalb 1 MeV die Werte von W_p und W_{He} und ihre eventuelle Änderung mit der Energie der einfallenden Teilchen im zweiatomigen Gas Stickstoff bestimmt werden.

2. Messmethode und Apparatur

Wird ein schnelles geladenes Teilchen in einem Gas vollständig abgebremst, so ergibt sich der mittlere Energieaufwand W pro Ionenpaar aus einer Messung der Energie E des Teilchens bei seinem Eintritt ins Gas und der Anzahl N der längs der Teilchenbahn im Gas gebildeten Ionenpaare:

$$W = \frac{E}{N}.$$

In der vorliegenden Arbeit erhielten wir die Energie E durch künstliche Beschleunigung der Teilchen. Die Anzahl der Ionenpaare N bestimmten wir durch Messung des Stromverhältnisses I_2/I_1. $I_1 = z\,e\,\dot{N}_1$ bedeutet den einfallenden Teilchenstrom ($z\,e$ = effektive Ladung der Teilchen, $\dot{N}_1$ = Zahl der einfallenden Teilchen pro Sekunde), $I_2 = e\,N\,\dot{N}_1$ den in einer Ionisationskammer erzeugten Ionenstrom. Damit wird die mittlere Arbeit W pro Ionenpaar:

$$W = \frac{E\,I_1}{z\,I_2}. \tag{1}$$

Die Wasserstoff- bzw. Heliumionen einer Hochfrequenz-Ionenquelle wurden in einer 1 MV-Beschleunigungsanlage[8]) auf die gewünschte Energie gebracht. Ein 30°-Ablenkmagnet gewährleistete einen reinen Protonen- bzw. He^+-Strom, welcher auf eine im Ablenkrohr montierte Quarzscheibe justiert werden konnte. Ein in die Mitte des Quarzes gebohrtes Loch von 1 mm Durchmesser bewirkte eine erste Strahlaus-

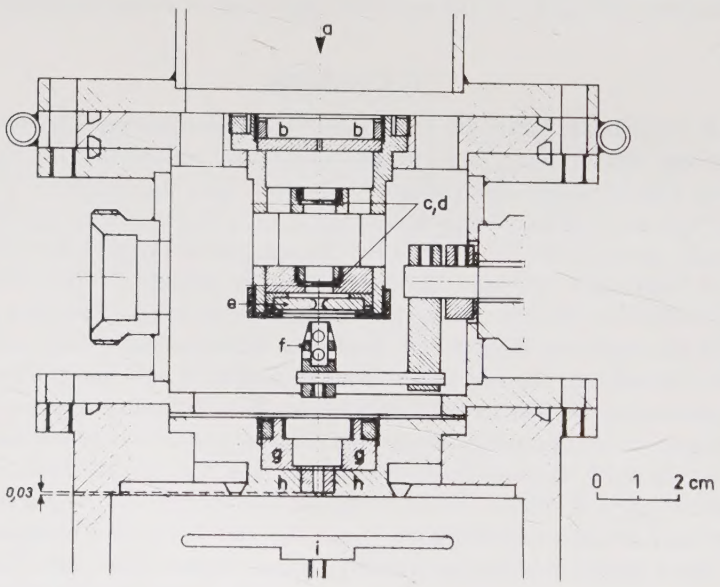

Fig. 1

Blendensystem, Faradaykäfig und Ionisationskammer

a einfallender Strahl; b Quarz; c, d Molybdänblenden; e Gegenspannungselektrode zu Faradaykäfig; f ausschwenkbarer Faradaykäfig; g Folienträger; h Erdelektrode der Ionisationskammer; i Auffängerelektrode der Ionisationskammer.

blendung. Eine zweite Ausblendung erfolgte durch zwei im Abstand von 20 mm voneinander gelegene Molybdänscheibchen, die in ihrem Zentrum kreisförmige Öffnungen von 0,13 bzw. 0,33 mm Durchmesser enthielten. 47 mm unterhalb der zweiten Molybdänblende trat der enge, kollimierte Strahl durch eine Nickelfolie*) in die Ionisationskammer ein. Die Folie wurde auf einem auswechselbaren Träger über eine Öffnung von 1,6 mm Durchmesser vakuumdicht mit Araldit aufgespannt und bildete das Zentrum der geerdeten Elektrode der Ionisationskammer. Damit der Strahl direkt ins homogene Kammerfeld eintreten konnte, wurde die Kammergeometrie so gewählt, dass die Feldstärke parallel den Teilchenspuren verlief. Das verwendete Kammergas Stickstoff besass eine Reinheit von 99,9$_9$%. Ein ausschwenkbarer Faradaykäfig zwischen der zweiten Molybdänblende und der Nickelfolie erlaubte eine periodische Messung des einfallenden Stroms. Blendensystem, Faradaykäfig und Ionisationskammer sind in Figur 1 dargestellt.

3. Messungen

3.1. *Messung der Energie E der in die Ionisationskammer einfallenden Teilchen*

Ein Protonen- oder He^+-Ionenstrahl besitzt nach Durchlaufen der Beschleunigungsspannung U die Energie eU. Die Eichung der Spannung U erfolgte mit Hilfe der (p, γ)-Resonanzen in einem dicken Lithium- und einem dicken Aluminiumtarget. Die entsprechenden p-Resonanzenergien wurden zu 441,2 und 992,0 keV angenommen[9]). Für die Spannungsmessung verwendeten wir die in der Arbeit von SCHELLENBERG *et al.*[10]) dargestellte Kompensationsschaltung. Eichfehler und Welligkeit der Beschleunigungsspannung ergaben eine Spannungsschwankung und somit einen Energiefehler von 1%.

Eine wesentliche Energiekorrektur rührte von der Nickelfolie her. Die Energieverminderung ΔE betrug für Protonen mittlerer Energie in der verwendeten, 0,82 mg/cm² dicken Nickelfolie 130 keV, für He^+-Ionen in Folien der mittleren Dicke 0,46 mg/cm² 350 keV. ΔE wurde für Protonen und Heliumionen auf verschiedene Arten gemessen.

3.1.1. *Messung des Energieverlustes $(\Delta E)_p$ der Protonen in der Folie*

Die zahlreichen (p, γ)-Resonanzen im Energiegebiet unterhalb 1 MeV erlaubten eine $(\Delta E)_p$-Messung hinreichender Genauigkeit, indem die Verschiebung des betreffenden Resonanzmaximums durch Einbringen der Folie in den Strahl bestimmt wurde. Für die Mehrzahl der Messungen wählten wir die 340,5 keV γ-Resonanz der $F^{19}(p, \gamma)$-Reaktion, deren Halbwertsbreite $\Gamma = 2{,}7$ keV beträgt[9]). Als Target diente eine 10 keV dicke, auf Kupfer aufgedampfte CaF_2-Schicht. Die Breite δ der gemessenen Resonanzkurven ergibt eine obere Grenze für die Energiestreuung der Protonen in der Folie. Zwei typische Resonanzkurven ohne und mit Folie, gemessen mit einem Geiger-Müller-Zählrohr bei einem mittleren Protonenstrom von 30 bzw. 18 nA, zeigt Figur 2. Die Strommessung erfolgte durch periodisches Einschwenken des Faradaykäfigs in den Strahl. Während dieser Zeit liess sich auch der Untergrund bestimmen, der im Mittel einen zusätzlichen Impuls/s erzeugte.

*) Geliefert von der Chromium Corporation.

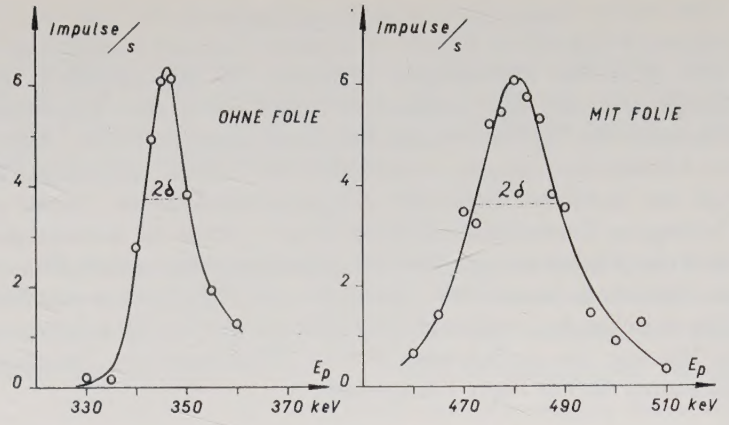

Fig. 2

γ-Resonanzkurven der $F^{19}(p, \gamma)$-Reaktion ohne Folie (totale Gaussbreite $2\,\delta = 9$ keV) und mit Folie ($2\,\delta = 17$ keV)

E_p = Protonenenergie vor der Folie

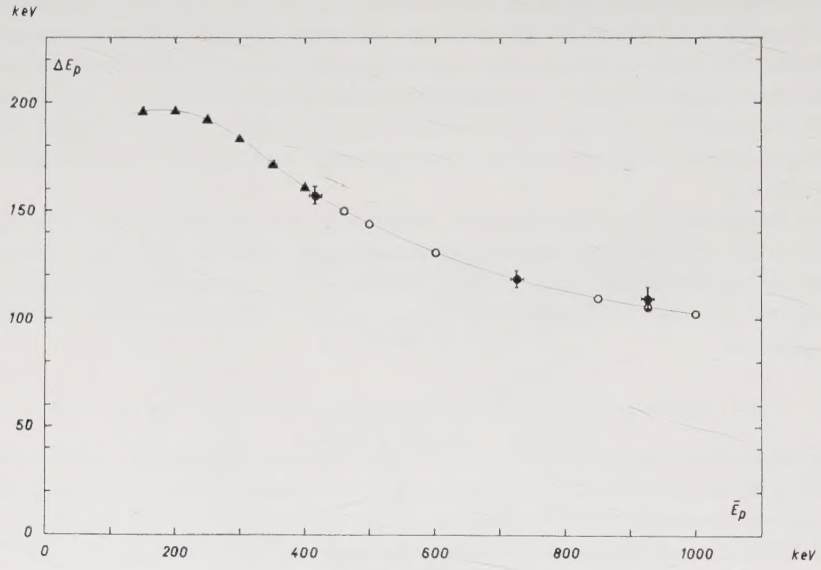

Fig. 3

Energieverlust $(\Delta E)_p$ der Protonen in der für die Bestimmung von W_p verwendeten, 0,82 mg/cm² dicken Nickelfolie als Funktion der mittleren Protonenenergie $\bar{E}_p$.

$$\bar{E}_p = \frac{E_p - E'_p}{2},$$

wo E_p = Protonenenergie vor der Folie,
E'_p = Protonenenergie nach der Folie bedeuten.

⊢●⊣ unsere Messpunkte

▲, ○ Relativverlauf nach BADER bzw. CHILTON, angeglichen an unseren Messpunkt bei $E_p = 419$ keV.

Der Relativverlauf von $(\Delta E)_p$ in Funktion der Protonenenergie E_p ist aus den Messungen von CHILTON *et al.*[11]) und von BADER *et al.*[12]) zusammen mit der für $E_p > 400$ keV geltenden Beziehung

$$(\Delta E)_p = \frac{A}{\sqrt{E_p}} + B,$$

wo A und B geeignet zu wählende Konstanten bedeuten, auf 1% genau bekannt. Der Verlauf von $(\Delta E)_p$ mit E_p wurde ausserdem an Hand der 669 und 872 keV F^{19} (p, γ)-Resonanzen[9])[13]) experimentell überprüft (vgl. Fig. 3).

3.1.2. *Messung des Energieverlustes $(\Delta E)_{He}$ von Helium in der Folie*

Es ist naheliegend, aus dem nach 3.1.1. gemessenen Energieverlust $(\Delta E)_p$ der Protonen in der Folie auf $(\Delta E)_{He}$ zu schliessen. Durch mehrfaches Ausmessen der γ-Resonanzkurven zwischen den eigentlichen Messungen der Arbeit pro Ionenpaar für He^+-Ionen konnte $(\Delta E)_p$ auf 2,5% genau bestimmt werden. Dabei ergab sich aber eine zur Bestrahlungszeit proportionale Zunahme der Foliendicke, die im Mittel 1,7% pro Stunde bei einer Stromdichte von 5 μA/cm² betrug. Die Zunahme innerhalb einer Meßserie konnte vernachlässigt werden. Die Ursache der Folienverdickung vermuten wir in einer Abscheidung von Pumpölrückständen auf der Folienoberfläche. Eine ähnliche Verdickung über die Dauer der W_p-Messungen konnte wegen der relativ kurzen Bestrahlungszeit nicht nachgewiesen werden.

Nun lässt sich wegen der wesentlichen Rolle, die der Ladungsaustausch im betrachteten Energiegebiet spielt, die bekannte Bethe-Beziehung für das Bremsvermögen[14]) nicht benutzen, um mit Hilfe von $(\Delta E)_p$ auch $(\Delta E)_{He}$ zu berechnen. Dagegen kann die von PORAT und RAMAVATARAM[15]) experimentell bestimmte dE/dx-Kurve für Heliumionen in Nickel verwendet werden. Die absolute Genauigkeit dieser Kurve wird mit 5%, die relative mit 1% angegeben. Damit lässt sich $(\Delta E)_{He}$ aus $(\Delta E)_p$ auf 6,5% genau bestimmen.

Als direkte Methode zur Messung von $(\Delta E)_{He}$ benutzten wir zunächst die Energie-Reichweite-Beziehung für α-Teilchen in Luft[16]). Als α-Quelle diente ein Po-α-Präparat, das elektrolytisch auf einen Nickelstift abgeschieden wurde. Misst man die Stosszahl-Distanzkurve einmal ohne Folie, einmal durch Einbringen der Folie in demjenigen Abstand von der α-Quelle, welcher der gewünschten einfallenden α-Energie entspricht, so ergibt sich aus der Verschiebung des Stosszahlabfalls der gesuchte Energieverlust. Die einzelnen α-Teilchen registrierte ein Proportionalzählrohr mit einem genügend dünnen Nickelfenster, womit sich noch α-Teilchen der Energie 300 keV nachweisen liessen. Der Totalfehler beträgt jedoch, bedingt durch die Ungenauigkeit der Energie-Reichweite-Beziehung, 8,5%.

Beide oben beschriebenen Methoden führen innerhalb 3% zu demselben Ergebnis (vgl. Tabelle II), weisen aber eine relativ hohe Ungenauigkeit des Absolutwertes auf und geben ausserdem keinen experimentellen Aufschluss über die Energiestreuung, welche die He^+-Ionen in der Folie erleiden.

So entschlossen wir uns, ein elektrostatisches Ablenksystem zu bauen, das sich an die evakuierte Ionisationskammer anschliessen liess und eine direkte Energiemessung des aus der Folie austretenden Heliumstrahls ermöglichte (vgl. Fig. 4).

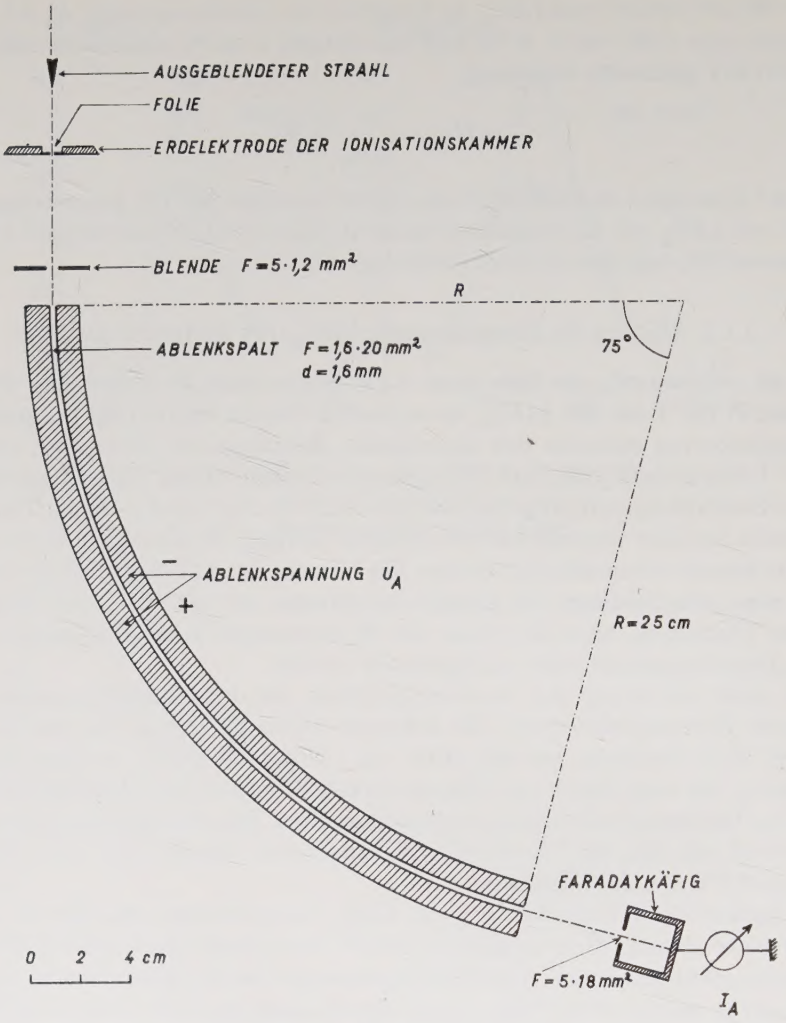

Fig. 4
Elektrostatisches Ablenksystem

Die Konstruktion erlaubte eine mechanische Einjustierung des Ionenstrahls. An die beiden Kreissektoren konnte je eine Spannung bis 8 kV angelegt werden. Die maximal benötigte Feldstärke betrug 50 kV/cm. Um sie aufrechtzuerhalten, genügte ein Vakuum von $5 \cdot 10^{-5}$ Torr. Der aus dem Ablenksystem austretende Strahl wurde in einem Faradaykäfig aufgefangen und als Strom I_A gemessen. Die Beziehung zwischen der Ablenkspannung U_A und der Beschleunigungsenergie E_B ist durch den Ausdruck

$$U_A = \frac{2\,d\,E_B}{z\,e\,R} = k\,E_B$$

gegeben. Dabei bedeuten d die Spaltbreite, R der Krümmungsradius und $z\,e$ die Ladung der einfallenden Teilchen. Die Konstante k bestimmten wir aus vier Messun-

gen ohne Folie bei verschiedenen Beschleunigungsenergien (vgl. Tabelle I). U_A konnte mit einer Relativgenauigkeit von wenigen Promillen als Galvanometerausschlag (gemessen in mm) abgelesen werden.

Tabelle I

Eichung des elektrostatischen Ablenksystems

E_B	U_A
0,0 keV	0,0 mm
279,5	84,7
435,0	130,0
584,0	175,2
596,5	179,5

Aus Tabelle I ergibt sich eine Proportionalität zwischen U_A und E_B mit einer Genauigkeit von 0,5%. Die nach der geometrischen Konstruktion des Ablenksystems erwartete Energieauflösung von 1% wird vom Experiment bestätigt (vgl. Fig. 5). Somit liefert die Breite δ der Resonanzkurve $I_A = f(E_B)$ bei eingesetzter Folie unmittelbar die Energiestreuung, welche die Heliumionen in der Folie erleiden (vgl. Fig. 5).

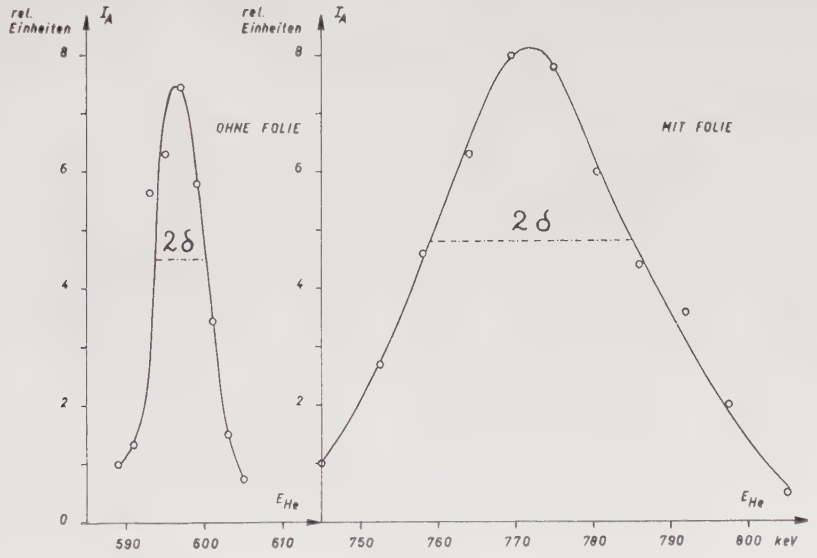

Fig. 5

Ablenkstrom I_A in Funktion der einfallenden Heliumenergie E_{He} bei jeweils fester Ablenkspannung U_A, ohne und mit Folie

doppelte Gaussbreite $2\,\delta$ der Resonanzkurve ohne Folie: 7 keV
doppelte Gaussbreite $2\,\delta$ der Resonanzkurve mit Folie: 26 keV
Grössenordnung des einfallenden Stroms: 1 nA
Grössenordnung des abgelenkten max. Stroms ohne Folie: 1 nA
Grössenordnung des abgelenkten max. Stroms mit Folie: 0,01 nA

Die mit Hilfe des elektrostatischen Analysators ermittelten $(\Delta E)_{He}$-Werte sind in Tabelle II aufgezeichnet. Der absolute Fehler von $(\Delta E)_{He}$ beträgt ohne die Energiestreuung, aber unter Berücksichtigung der Interpolationsungenauigkeit, die wegen der Zunahme der Foliendicke mit der Bestrahlungsdauer auftritt, 3,5%. Er ist somit um rund die Hälfte kleiner als die Fehler der nach den beiden ersten Methoden bestimmten $(\Delta E)_{He}$-Werte. Nimmt man die Energiestreuung hinzu, so ergibt sich ein totaler Fehler $\delta(\Delta E)_{He}$ von 5,5%. Für die Bestimmung der Arbeit pro Ionenpaar haben wir infolgedessen die nach der elektrostatischen Ablenkmethode ermittelten $(\Delta E)_{He}$-Werte gewählt.

Tabelle II

Beschleunigungsenergie E_B der He^+-Ionen und Energieverlust $(\Delta E)_{He}$ in den für die Bestimmung von W_{He} verwendeten Folien

$(\Delta E)_1$ = Energieverlust nach dE/dx-Kurve
$(\Delta E)_2$ = Energieverlust nach Energie-Reichweite-Beziehung
$(\Delta E)_3$ = Energieverlust nach elektrostatischem Analysator

E_B	$(\Delta E)_1$	$(\Delta E)_2$	$(\Delta E)_3$
1000 keV	362 keV	354 keV	375 keV
1000	359	365	372
900	348	354	364
800	337	343	354
700	326	332	342
700	322	324	337
600	317	310	328
600	314	320	325

3.2. *Messung der Anzahl N_1 der in die Ionisationskammer einfallenden Teilchen*

Da N_1 mit Hilfe einer Strommessung bestimmt wurde, durfte sich der Protonen- oder He^+-Strahl auf dem 130 cm langen Weg vom Ablenkmagneten bis zur Ionisationskammer nicht umladen. Die Wahrscheinlichkeit einer Umladung lässt sich aus den bekannten Wirkungsquerschnitten für Ladungsaustausch von Wasserstoff und Helium in Luft abschätzen.

Nach Allison und Warshaw[17]) gilt für das Zweikomponentensystem Wasserstoff (H^0, H^+):

$$\frac{n_1^H}{n^H} = \phi_1^H + \phi_0^H e^{-\pi(\sigma_{01}+\sigma_{10})}.$$

Dabei bezeichnet n^H den Gesamtteilchenfluss, der unmittelbar nach dem Ablenkmagneten dem Protonenfluss n_1^H gleich ist. $1 - (n_1^H/n^H)$ ergibt dann die relative Abnahme des Protonenflusses wegen Ladungsaustausch im Restgas Luft. ϕ_0^H und ϕ_1^H sind die Gleichgewichtsanteile von neutralem Wasserstoff und von Protonen bei einer bestimmten Beschleunigungsenergie E_B, σ_{01} und σ_{10} die Wirkungsquerschnitte für die Prozesse $H^0 \rightarrow H^+$ bzw. $H^+ \rightarrow H^0$ bei derselben Energie E_B. π bezeichnet die Anzahl Restgasatome/cm²*). Da für die in Frage kommenden Protonenenergien ϕ_0^H gegen ϕ_1^H

*) $\pi = Ll\xi p/RT$, wo L = Loschmidtsche Zahl, l = Länge der zu durchlaufenden Gasstrecke in cm, ξ = Anzahl Atome pro Molekül; p = Druck in dyn/cm², R = absolute Gaskonstante; T = absolute Temperatur.

zu vernachlässigen ist[18]), bleibt der Protonenstrom auf seinem Weg zur Kammer unbeeinflusst.

Für das Dreikomponentensystem Helium (He^0, He^+, He^{++}) gilt wiederum unter der Bedingung, dass der He^+-Fluss n_1^{He} ohne Restgas gleich dem Totalfluss n^{He} sein soll:

$$\frac{n_1^{He}}{n^{He}} = \phi_1^{He} + (k_1 e^{-q\pi} + k_2 e^{q\pi}) e^{-\pi/2 \sum_{if} \sigma_{if}},$$

wobei die einzelnen Grössen nach ALLISON und WARSHAW[17]) zu verstehen sind. Für unsere Anordnung ($l = 130$ cm, $\xi = 2$, $p = 2 \cdot 10^{-5}$ Torr und $T = 295°$ K) ergibt sich für eine Heliumenergie von 450 keV $n_1^{He}/n^{He} = 0{,}987$, für eine Heliumenergie von 800 keV $n_1^{He}/n^{He} = 0{,}992$. Also laden sich rund 1% der He^+-Ionen um.

Die Grössenordnung dieser Abschätzung konnte mit Hilfe des in 3.1.2. beschriebenen elektrostatischen Analysators experimentell bestätigt werden, ergab sich doch beim dreifachen Druck $p = 6 \cdot 10^{-5}$ Torr ein He^{++}/He^+-Verhältnis von 3%.

Der im Faradaykäfig bzw. in der Ionisationskammer einfallende Strom I_1 darf also für Protonen wie für He^+-Ionen der Teilchenanzahl N_1 direkt proportional angenommen werden. Seine Grössenordnung betrug 1 nA, die entsprechende Stromdichte 5 μA/cm². I_1 wurde mit Hilfe eines Vibrationselektrometers als Spannungsabfall über einem bekannten Hochohmwiderstand gemessen. Da die Stromstärke des ausgeblendeten Strahls nebst langsamen Veränderungen bis zehnprozentige schnelle Schwankungen aufwies, erfolgte die Stromablesung über ein Multiflex-Galvanometer mit Nachlaufschreiber. Eich- und Ablesefehler betrugen im Mittel 1,2%.

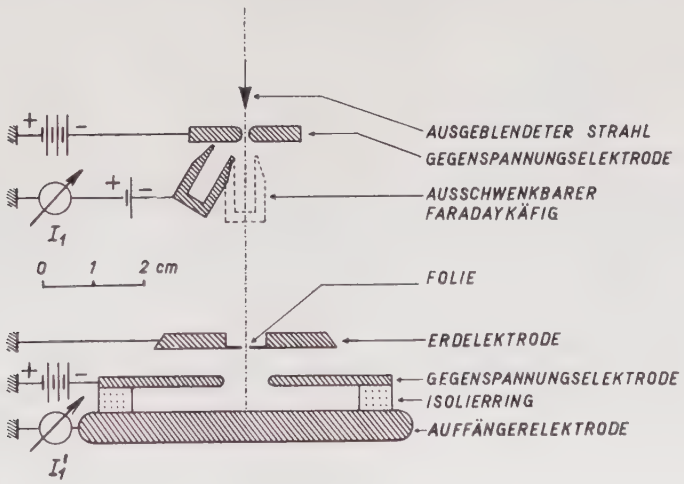

Fig. 6
Strommessung des einfallenden Stroms I_1

Der Ionenstrahl löste nicht nur im Faradaykäfig, sondern auch an den Blendenrändern und durch defokussierte Ionen Sekundärelektronen aus. Daher musste die Gegenspannungselektrode des Faradaykäfigs auf mehrere hundert Volt negativer Spannung gebracht werden, der Faradaykäfig selbst auf ein gegen Erde negatives Potential von mindestens 15 V (vgl. Fig. 6).

Im weitern untersuchten wir, ob der im Faradaykäfig gemessene Strahlstrom I_1 ohne Verluste in die Ionisationskammer gelangte. Daher wurde die Kammer bis auf einen Druck von wenigen 10^{-5} Torr evakuiert, eine Gegenspannungselektrode eingesetzt und der auf die Auffängerelektrode fallende Strom I_1' mit derselben Methode wie I_1 gemessen (vgl. Fig. 6). In Zeitabständen von 15 s schwenkten wir den Faradaykäfig für jeweils 7–8 s in den Strahl hinein. Dadurch liess sich I_1' mit I_1 auf 1% genau vergleichen. Es zeigte sich ein Unterschied, ob der Strahl direkt oder durch die Nickelfolie in die Kammer eintrat. In der Folie erleiden die Teilchen eine zusätzliche Energiestreuung, eine Winkelverschmierung von 5° wegen Rutherfordscher Mehrfachstreuung, erzeugen schnelle Sekundärelektronen in Vorwärtsrichtung und wechseln ihren Ladungszustand. Statt eines einheitlichen He^+-Strahls fällt ein von der Austrittsenergie abhängiges Gemisch von neutralen, einfach und zweifach positiv geladenen Heliumteilchen in die Kammer ein. Ist hingegen die Folie nicht eingesetzt, so müssen I_1 und I_1' unabhängig von der Energie der einfallenden Teilchen übereinstimmen. Dies wurde experimentell überprüft und für Protonen bestätigt gefunden. Für Heliumionen ergab sich ein im Mittel um 1% gegenüber I_1 kleinerer I_1'-Strom. In beiden Fällen reichte im Gegensatz zur Strommessung im Faradaykäfig eine negative Spannung von 100 V an der Gegenspannungselektrode des Auffängers. War die Nickelfolie eingesetzt, betrug die notwendige negative Gegenspannung wieder mehrere 100 V. Die Figuren 7 und 8 zeigen den Verlauf von I_1'/I_1 in Funktion der Teilchenenergie E_p bzw. E_{He} nach deren Durchtritt durch die Folie. Das Verhältnis der Ströme wird für einen in den Faradaykäfig fallenden reinen Protonenstrahl

$$\left(\frac{I_1'}{I_1}\right)_H = 1 - \phi_0^H ,$$

für einen reinen He^+-Strom

$$\left(\frac{I_1'}{I_1}\right)_{He} = 1 - \phi_0^{He} + \phi_2^{He} .$$

Man kann nun den Gleichgewichtsanteil ϕ_0^H neutraler Wasserstoffteilchen nach der Folie den Messungen von HALL und von PHILLIPS[18]) entnehmen, die Gleichgewichtsanteile ϕ_0^{He} und ϕ_2^{He} für Heliumatome und zweifach positiv geladene Heliumionen den Messungen von DISSANAIKE[18]). Setzt man diese Werte in die Ausdrücke $1 - \phi_0^H$ bzw. $1 - \phi_0^{He} + \phi_2^{He}$ ein und vergleicht sie mit den von uns gemessenen Werten I_1'/I_1 für gleiche Teilchenenergien, so stimmen I_1'/I_1 mit $1 - \phi_0^H$ bzw. $1 - \phi_0^{He} + \phi_2^{He}$ absolut überein (vgl. Fig. 7 und 8).

Bei vorgegebener Energie ist die Aufspaltung in He^0, He^+ und He^{++}, welche die Folie bewirkt, im allgemeinen verschieden von derjenigen, die im Gas auftritt. Am Beispiel von Helium der Energie 200 keV wollen wir jedoch zeigen, dass sich nach einer im Vergleich zur Reichweite des Teilchens im Kammergas kleinen Strecke eine dem Kammergas entsprechende Gleichgewichtsverteilung der drei Ladungszustände einstellt. Wir definieren $(\Delta l)_1$ als diejenige Strecke, die ein He^+-Ion im Kammergas zurücklegt, bis es ein Elektron aufnimmt. $(\Delta l)_0$ ist dann die entsprechende Strecke für Heliumatome. Das Kammergas sei Stickstoff, befinde sich auf Zimmertemperatur, und der Druck p betrage 200 Torr. Dann lässt sich $(\Delta l)_1$ durch $\Delta\pi/1{,}31 \cdot 10^{19}$ (in cm) ausdrücken (vgl. Fussnote S. 120). Die Gleichgewichtsverteilung unmittelbar nach der Folie ist nach DISSANAIKE[18]) durch $\phi_0^F = 0{,}39$, $\phi_1^F = 0{,}57$, $\phi_2^F = 0{,}04 \approx 0$ bestimmt,

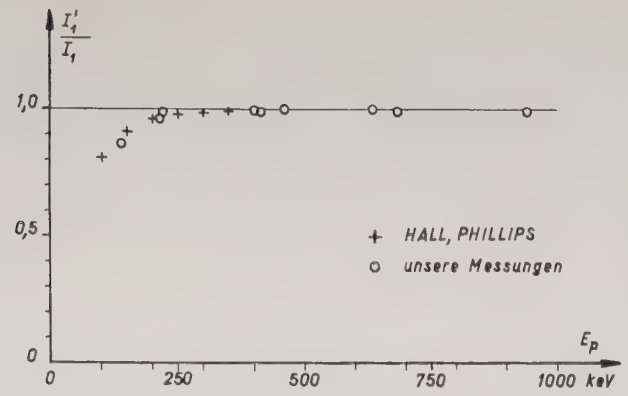

Fig. 7

$(I_1'/I_1)_H = 1 - \phi_0^H$ in Funktion der Protonenenergie E_p, gemessen nach der Nickelfolie

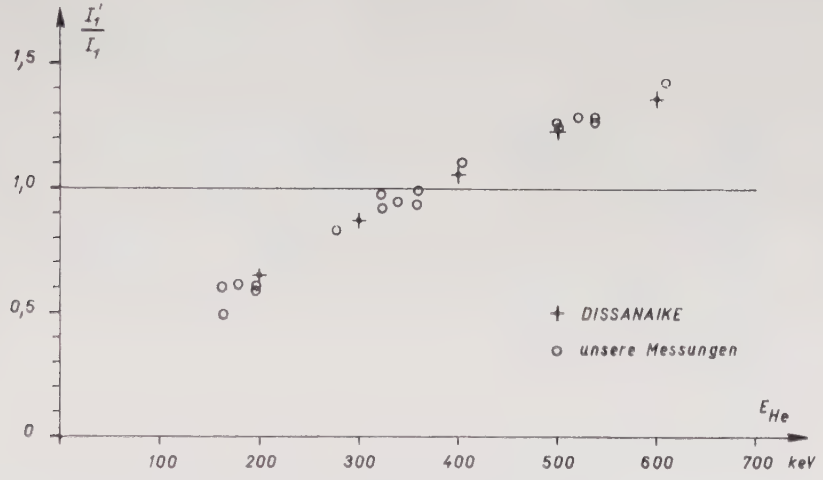

Fig. 8

$(I_1'/I_1)_{He} = 1 - \phi_0^{He} + \phi_2^{He}$ in Funktion der Heliumenergie E_{He}, gemessen nach der Nickelfolie

diejenige bei derselben Teilchenenergie (200 keV) im Kammergas nach BARNETT[18]) durch $\phi_0^K = 0{,}34$, $\phi_1^K = 0{,}63$, $\phi_2^K = 0{,}03 \approx 0$. Auf der Strecke $(\Delta l)_1$ laden sich $(\Delta n)_1$ He^+-Ionen gemäss der Beziehung

$$(\Delta n)_1 = n_1^F \, \sigma_{10}^K \, \Delta\pi$$

um. n_1^F, der He^+-Ionenfluss nach der Folie, beträgt bei $n = 10^{14}$ einfallenden Teilchen/cm² s wegen $n_1^F = \phi_1^F \cdot n$ $0{,}57 \cdot 10^{14}$/cm² s. Diese n_1^F He^+-Ionen nehmen gemäss Definition der Strecke $(\Delta l)_1$ auf ihr je ein Elektron auf, so dass $(\Delta n)_1 = n_1^F$ wird. Mit $\sigma_{10}^K = 1{,}3 \cdot 10^{-16}$ cm² [18]) berechnet sich damit $(\Delta l)_1$ zu $6 \cdot 10^{-4}$ cm. In analoger Weise findet man für $(\Delta l)_0 = 3 \cdot 10^{-4}$ cm. Da die Teilchenreichweite R unter den gegebenen Verhältnissen rund 1 cm beträgt, stellt sich in der Tat nach einer im Vergleich zu R kurzen Strecke ein dem Kammergas entsprechendes Gleichgewicht ein.

Bei den eigentlichen Messungen der Arbeit pro Ionenpaar musste die Spannung des Auffängers aus einem später erörterten Grund positiv gegen Erde gewählt werden. Dies erlaubte den in der Folie erzeugten Elektronen, in die Ionisationskammer einzutreten und selber Ionenpaare zu bilden. Eine Abschätzung dieser Ionisierung erhält man aus dem Verlauf des Stroms I_1' in Funktion der Gegenspannung U' des Auffängers. Figur 9 zeigt $I_1'/I_1 = f(U')$ für Protonen und Heliumionen.

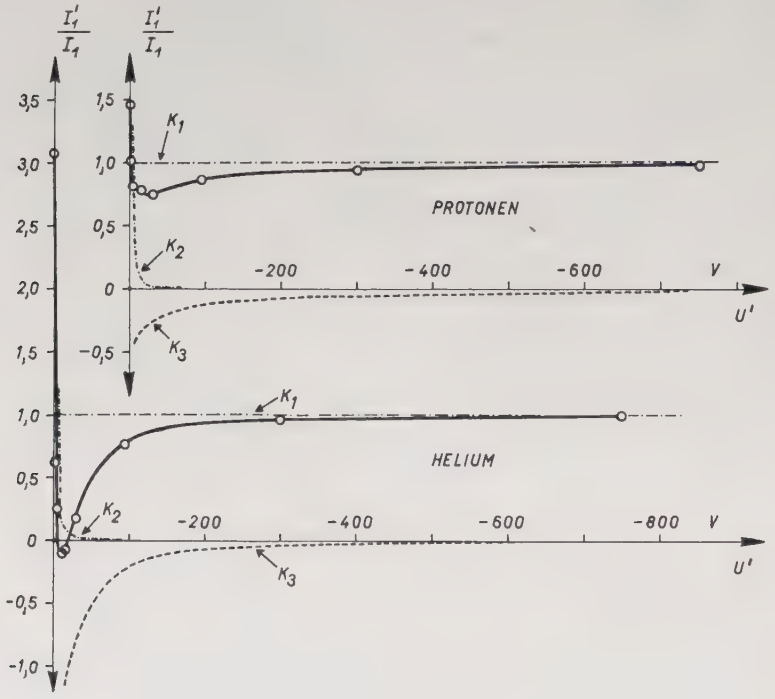

Fig. 9

Auffängerstrom I_1' und dessen Komponenten K_1, K_2 und K_3 in Funktion der Auffänger-Gegenspannung U' bei eingesetzter Folie für Protonen und Heliumionen derselben Beschleunigungsenergie 700 keV.

I_1' kann in die drei Komponenten K_1, K_2 und K_3 zerlegt werden. K_1 bedeutet den normierten Protonen- bzw. Heliumionenstrom. K_2 ist durch die am Auffänger ausgelösten Elektronen gegeben, die den Auffängerstrom erhöhen, K_3 durch Folienelektronen, welche I_1' vermindern. Da K_3/e die Anzahl der Elektronen liefert, die je Sekunde und einfallendes Ion aus der Folie ausgelöst werden, und $e\,U'$ im wesentlichen deren Energie bedeutet, lässt sich aus dem Verlauf von $K_3 = f(U')$ die zusätzlich durch Elektronen im Kammergas gebildete Zahl der Ionenpaare abschätzen. Dabei ist zu beachten, dass ein einfallendes Teilchen mehrere Elektronen auslöst. Eine zu diesem Zweck durchgeführte Messung – der Auffänger selbst wurde auf +200 V aufgeladen, die Gegenspannungselektrode aus der Kammer entfernt und I_1' mit I_1 verglichen – ergab pro Proton, je nach Energie, 2–4 Sekundärelektronen, pro He^+-Ion 6–9. Mit diesen Werten, mit $K_3 = f(U')$ und unter der Annahme einer Arbeit pro Ionen-

paar von 35 eV für Elektronen[4])[5]) erhält man pro einfallendes Proton zusätzlich 12 Ionenpaare infolge Ionisation durch Folienelektronen, pro einfallendes He^+-Ion zusätzlich 25 Ionenpaare. Verglichen mit den rund 10^4 Ionenpaaren, die ein Proton oder Heliumion im Kammergas bildet, tragen daher die Folienelektronen vernachlässigbar wenig zur Gesamtionisation bei.

3.3. *Messung der Anzahl N der in der Ionisationskammer pro Teilchen gebildeten Ionenpaare*

Da die Teilchenbahnen vornehmlich parallel zum Kammerfeld $\mathfrak{E}$ verliefen, musste der Druck p des Kammergases so gewählt werden, dass die Teilchenreichweite R kleiner wurde als die Plattendistanz d. Im Mittel war $R = 0{,}75\,d$. Die Plattendistanz d betrug für die Protonenmessungen 15 mm, für die Heliummessungen 12,5 mm. Der Kammerdruck p variierte von 0,25 bis 1,5 ata. Ein Feld $\mathfrak{E}$ der Stärke 0,9–5,3 kV/cm trennte die im Kammergas erzeugten Ionenpaare, die mit Hilfe eines Multiflex-Galvanometers mit Nachlaufschreiber als Strom I_2 gemessen wurden. Eich- und Ablesefehler betrugen 0,9%.

I_2 musste fortwährend mit I_1 verglichen werden, da in die Bestimmung der Arbeit pro Ionenpaar das Verhältnis I_2/I_1 direkt eingeht. Daher wurde der Faradaykäfig analog den Stromvergleichsmessungen alle 15 s in den Strahl eingeschwenkt. Einen Ausschnitt aus einer Meßserie zeigt Figur 10:

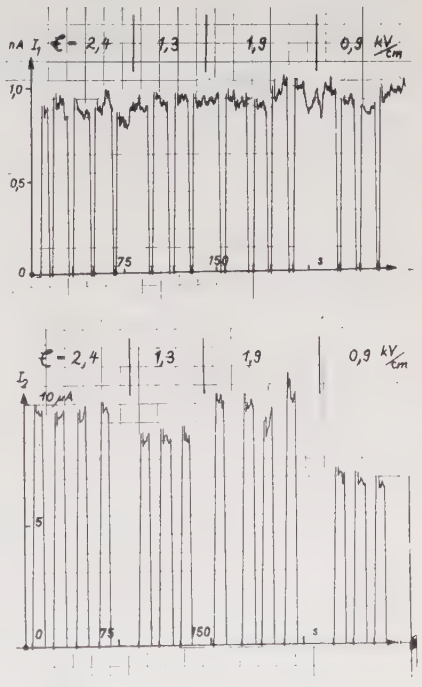

Fig. 10

Einfallender Strom I_1 (oben) und Kammerstrom I_2 (unten) bei fester Heliumenergie (444 keV), festem Kammerdruck (205 Torr) und verschiedener Kammerfeldstärke $\mathfrak{E}$

Der zu einem bestimmten I_2 gehörende einfallende Strom ist der Mittelwert der jeweils unmittelbar vor und nach I_2 gemessenen Faradaykäfigströme I_1

Bei niederer Kammerfeldstärke $\mathfrak{E}$ setzen Rekombinationsverluste das Verhältnis I_2/I_1 herunter

Wegen der gewählten Geometrie und infolge des hohen Teilchenflusses $n = 10^{14}/\mathrm{cm}^2\,\mathrm{s}$ traten starke Sättigungsdefizite auf. Um auf wenige Prozente an den Sättigungsstrom $I_{2,0}$ heranzukommen, waren daher relativ hohe $\mathfrak{E}/p$-Werte nötig, die sich von 2,3 bis 23,5 V/Torr cm erstreckten. Bei $\mathfrak{E}/p$-Werten über 30 setzte Multiplikation ein. In Anlehnung an die Jaffe-Formel für Kolonnenionisation[19]),

$I_1/I_2 = a/v + b$, wobei a und b Konstanten, v die von $\mathfrak{E}/p$ abhängige Wanderungsgeschwindigkeit der Elektronen in Stickstoff[20]) bedeuten, wurde eine Beziehung der Form $I_1/I_2 = a/v^n + b$ angenommen, um auf geeignete Weise auf den bei unendlich hoher Feldstärke geltenden Wert

$$\frac{I_1}{I_{2,0}} = b$$

extrapolieren zu können. In der Tat liessen sich sämtliche Messungen durch die Beziehung

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{a}{v^4} + b$$

befriedigend wiedergeben. Messwerte mit einem Sättigungsdefizit $\eta = (I_{2,0} - I_2)/I_{2,0}$ von über 30% zeigten merkliche Abweichungen von der Geraden $I_1/I_2 = a\,(1/v^4) + b$ und wurden daher nicht mehr berücksichtigt.

Der Sättigungswert b ist unempfindlich gegen Änderungen des Exponenten n. Eine quadratische Näherung $I_1/I_2 = a_1\,(1/v^n) + a_2\,(1/v^{2n}) + b$, wo a_1 und a_2 Konstanten bedeuten, berechnet für die fünf ganzzahligen Exponenten $n = 2$ bis $n = 6$ für je eine Sättigungskurve mit grossen und kleinen Sättigungsdefiziten (vgl. Fig. 11), ergab einen gemittelten $\bar{b}$-Wert, der nur 1,2 bzw. 0,6% vom entsprechenden b-Wert für $n = 4$ abwich und dessen mittlerer Fehler unterhalb 1% lag. Man erhält aus diesen Angaben und aus der Absolutgenauigkeit der Ströme einen systematischen Fehler für b zwischen 1,5 und 2%.

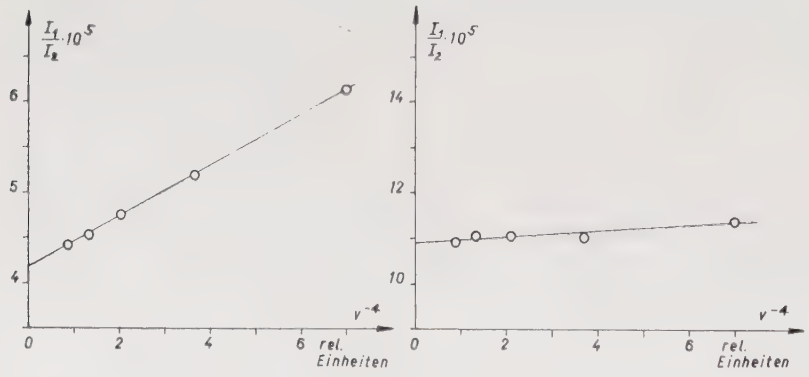

Fig. 11

Sättigungsgerade mit hohen Defiziten
Protonenenergie $E_p = 891$ keV
Kammerdruck $p = 1160$ Torr
Kammerfeldstärke $\mathfrak{E}$ variabel von 2,67–5,33 kV/cm

Sättigungsgerade mit kleinen Defiziten
Protonenenergie $E_p = 338$ keV
Kammerdruck $p = 330$ Torr
Kammerfeldstärke $\mathfrak{E}$ variabel von 2,67–5,33 kV/cm

Eine theoretische Deutung einer Sättigungsgeraden der Form $I_1/I_2 = a\,(1/v^4) + b$ konnte nicht gefunden werden. Es lässt sich aber zeigen, dass Raumladungen eine wesentliche Rolle spielen, beträgt doch der einfallende Teilchenfluss $n = 10^{14}/\text{cm}^2\,\text{s}$. Auf Grund dieser Raumladung erhält man nicht nur durch Variation des Druck-

parameters p, sondern auch für verschiedene Stromparameter I_1 eine Schar von Sättigungsgeraden. Alle diese Geraden müssen sich im selben Punkt auf der I_1/I_2-Achse schneiden, soll eine sinnvolle Extrapolation möglich sein. Zwei entsprechende Beispiele zeigt Figur 12:

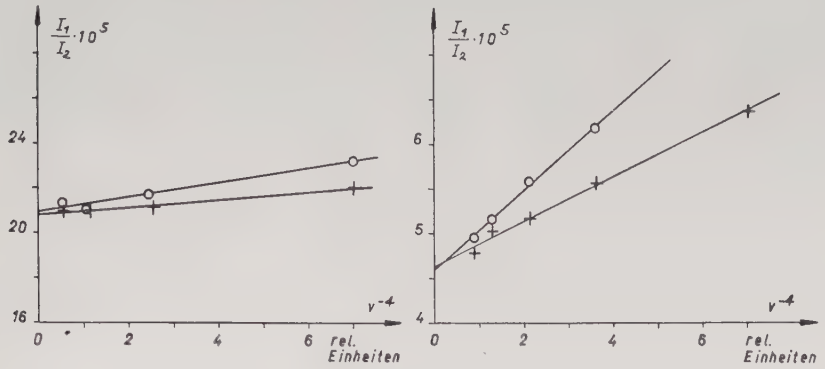

Fig. 12

Sättigungsgeraden bei verschiedenem p und gleichem I_1 für Heliumionen der Energie 200 keV

o: $p = 240$ Torr
+: $p = 180$ Torr

Sättigungsgeraden bei verschiedenem I_1 und gleichem p für Protonen der Energie 785 keV

o: $I_1 = 0{,}75$ nA
+: $I_1 = 0{,}45$ nA

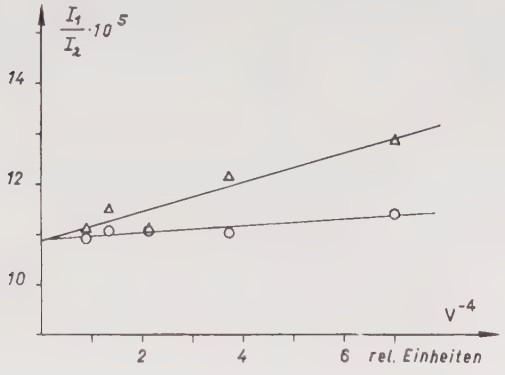

Fig. 13

Sättigungsgeraden für positive (o) und negative (△) Auffängerspannung

Protonenenergie $E_p = 338$ keV
Kammerdruck $p = 330$ Torr
einfallender Strom $I_1 = 1$ nA

Schliesslich sei noch auf eine experimentell festgestellte Asymmetrie hingewiesen: Ein gegen Erde negatives Potential am Auffänger hatte unter sonst gleichen Bedingungen ein höheres Sättigungsdefizit als ein positives zur Folge. Diese Tatsache wird verständlich, wenn wir die rund 10^3mal grössere Wanderungsgeschwindigkeit

der Elektronen gegenüber den positiven Stickstoffionen mit der hohen Stromdichte der einfallenden Teilchen kombinieren. Es baut sich dann ein stationäres positives Raumladungsfeld auf, dessen Stärke wegen der verschiedenen spezifischen Ionisation dI/dx und der Strahlverbreiterung bei kleinen Energien längs den Teilchenbahnen stark ändert. Damit werden die Rekombinationsverluste von der Feldrichtung abhängig. Der Effekt muss verschwinden, wenn wir ein elektronegatives Gas benützen. Eine Messung in O_2 zeigte denn auch zwar hohe, doch gleich grosse Sättigungsdefizite für beide Vorzeichen der Auffängerspannung. In allen Fällen darf der Sättigungswert b nicht davon abhängen, ob das Auffängerpotential positiv oder negativ gewählt wurde. Dies wurde experimentell überprüft und innerhalb der Grenzen der Messgenauigkeit bestätigt gefunden (vgl. Fig. 13).

4. Ergebnisse

Nach Gleichung (1) wird die mittlere Arbeit W pro Ionenpaar wegen $z = 1$ sowohl für Protonen wie für He^+-Ionen:

$$W = E \frac{I_1}{I_{2.0}} = E\, b\,.$$

Die Energie E ist die Differenz von Beschleunigungsenergie E_B und Energieverlust ΔE in der Folie. Zusätzlich bremst die Spannung am Auffänger, die wegen des kleineren Sättigungsdefizits für sämtliche Messpunkte positiv gewählt wurde, die Protonen im Mittel um 4 keV, die Heliumionen um 2 keV.

Tabelle III enthält Beschleunigungsenergie E_B, Kammerenergie E_p, Sättigungswert b und mittlere Arbeit W_p pro Ionenpaar samt den entsprechenden Fehlern δE_p, δb und δW_p für acht Protonenmesspunkte im Energiegebiet von 100 bis 900 keV. Der Verlauf von W_p in Funktion von E_p ist in Figur 14 graphisch dargestellt. Für alle W_p-Werte wurde dieselbe, 0,82 mg/cm² dicke Nickelfolie verwendet.

Tabelle III

Arbeit pro Ionenpaar W_p für Protonen in N_2 im Energiegebiet von 100–900 keV

E_B	E_p	δE_p	b	δb	W_p	δW_p
1000 keV	891 keV	10 keV	$4{,}17 \cdot 10^{-5}$	$8{,}8 \cdot 10^{-7}$	37,2 eV	0,9 eV
900	785	10	4,62	10,6	36,3	1,0
800	678	10	5,67	12,5	38,4	1,0
700	568	10	6,52	14,3	37,0	1,0
600	456	10	7,86	16,5	35,8	1,1
500	338	11	10,98	20,8	37,1	1,4
400	219	12	16,81	33,6	36,8	2,1
300	105	14	32,26	61,3	33,9	4,5

Die W_p-Werte streuen um einen Mittelwert. Das gewogene Mittel $\overline{W_p}$ beträgt 37,0 ± 0,4 eV/Ionenpaar. Berücksichtigt man die systematischen Fehler aus Strommessung, Extrapolation der Sättigungsgeraden und Energiemessung, so wird die Genauigkeit des Absolutwerts von $\overline{W_p}$ gleich ± 0,8 eV/Ionenpaar.

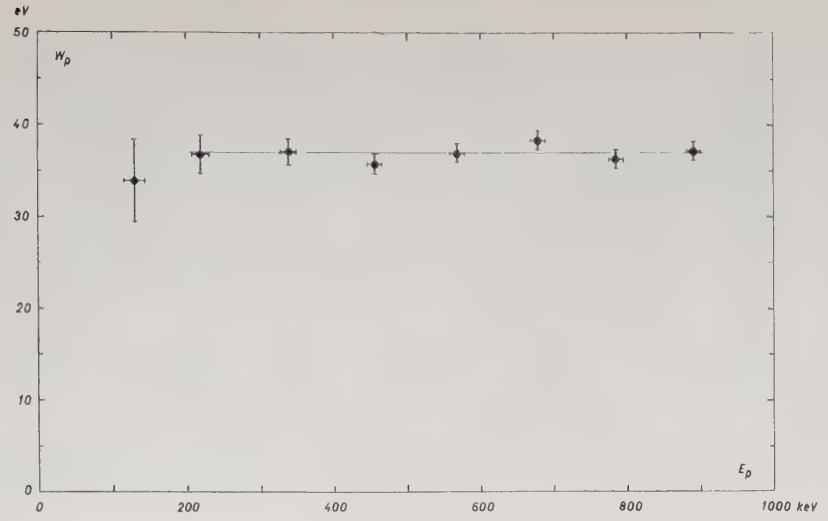

Fig. 14

Arbeit pro Ionenpaar W_p für Protonen in N_2 in Funktion der Protonenenergie E_p

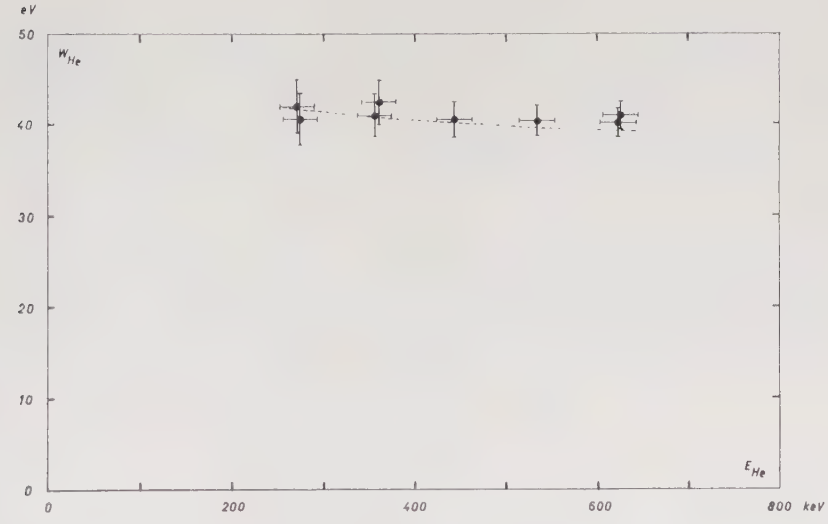

Fig. 15

Arbeit pro Ionenpaar W_{He} für He-Ionen in N_2 in Funktion der Heliumenergie E_{He}
Eingezeichnete Kurve: extrapolierte Jesse-Messungen

Tabelle IV zeigt die Tabelle III entsprechenden Grössen für He^+-Ionen der Energie 270 bis 630 keV. Figur 15 enthält $W_{He} = f(E_{He})$. Sind bei gleicher Beschleunigungsenergie E_B zwei Werte für W_{He} angegeben, so beziehen sie sich auf Messungen mit verschiedenen Folien. Deren mittlere Dicke betrug 0,46 mg/cm². W^*_{He} bezeichnet den Mittelwert solcher Messungen, δW^*_{He} dessen Fehler.

Tabelle IV

Arbeit pro Ionenpaar W_{He} für He-Ionen in N_2 im Energiegebiet von 270–630 keV

E_B	E_{He}	δE_{He}	b	δb	W_{He}	δW_{He}	W^*_{He}	δW^*_{He}
1000 keV	626 keV	20 keV	$6{,}56 \cdot 10^{-5}$	$15{,}7 \cdot 10^{-7}$	41,0 eV	1,6 eV	40,6 eV	1,5 eV
1000	623	20	6,46	16,1	40,2	1,6		
900	534	20	7,57	15,1	40,4	1,7	40,4	1,7
800	444	20	9,12	18,2	40,5	2,0	40,5	2,0
700	361	19	11,77	31,7	42,5	2,5	41,8	2,2
700	356	19	11,52	33,4	41,0	2,4		
600	274	19	14,80	29,6	40,6	2,9	41,3	2,5
600	271	19	15,50	34,1	42,0	3,0		

Das aus den W^*_{He}-Werten gewonnene gewogene Mittel $\bar{W}_{He}$ – der Anstieg von W^*_{He} gegen kleinere Energien ist nicht signifikant – beträgt 40,8 $\pm$ 0,8 eV/Ionenpaar. Der Absolutwert von W_{He} ist, wiederum unter Berücksichtigung aller systematischen Fehler, auf $\pm$ 1,5 eV/Ionenpaar genau.

5. Diskussion

Die bei den Protonen gefundene Unabhängigkeit der mittleren Arbeit pro Ionenpaar von der Teilchenenergie stimmt mit den experimentellen Erwartungen überein [21]). Auch der Absolutwert von W_p ist innerhalb der Fehlergrenzen den Messungen in Stickstoff in angrenzenden Energiegebieten gleich. So fanden Lowry und Miller [22]) im Energieintervall von 75 bis 250 keV einen W_p-Wert von 36,7 eV/Ionenpaar, während Larson [23]) für 1,826 MeV-Protonen ein W_p von 36,68 $\pm$ 0,34 eV/Ionenpaar erhielt.

Das wesentliche Ergebnis der Heliummessungen ist die gegenüber dem MeV-Energiegebiet und im Vergleich zum Protonenwert merklich höhere Arbeit pro Ionenpaar. Dieses Resultat ist auch hier nach den schon vorliegenden Messungen nicht unerwartet. Passt man nämlich die von Jesse [6]) gemessenen Werte durch die empirische Beziehung [24])

$$W_{He} = \frac{3{,}5}{\sqrt{E_{He}}} + 35{,}0 \quad \text{(in eV)}$$

an, wobei E_{He} in MeV einzusetzen ist, und extrapoliert bis $E_{He} = 250$ keV, so erhält man ebenfalls Werte über 40 eV/Ionenpaar (vgl. Fig. 15). Im weitern zeigen die Relativmessungen von Tunnicliffe und Ward [21]) in einer Mischung von Argon, Helium und Methan im Energieintervall von 200 bis 550 keV rund 8% höhere W_{He}- als W_p-Werte.

Auch theoretisch ist zu erwarten, dass die Arbeit pro Ionenpaar in dem Energiegebiet ansteigt, wo der Austausch von Ladungen eine wesentliche Rolle spielt, da dann die Coulombwechselwirkung des einfallenden Teilchens mit den Absorberatomen und damit auch die Wahrscheinlichkeit ionisierender Prozesse verringert wird. Ausserdem tritt bei Teilchengeschwindigkeiten v, die klein sind im Vergleich zur Bohrschen Elektronengeschwindigkeit v_0 – die $v = v_0$ entsprechenden Energien liegen für Wasser-

stoff bei 25 keV, für Helium bei 400 keV – an Stelle einer Wechselwirkung des Teilchens mit der Hülle des Absorberatoms eine solche mit dem Absorberatom als ganzem. Diese Wechselwirkungen werden von BOHR[25]) als «elektronische» bzw. «Kernzusammenstösse» bezeichnet. Der Anteil der nicht ionisierenden Kernzusammenstösse beträgt zum Beispiel für Heliumionen der Energie 300 keV 0,28%, der Energie 150 keV bereits 1%, während er für 150 keV-Protonen nur 0,14% ausmacht. Daher muss die Arbeit pro Ionenpaar für Teilchen der Einfallsgeschwindigkeit $v < v_0$ ansteigen, was auch die Messungen von MADSEN[26]) und von JESSE und SADAUSKIS[27]) an schweren Rückstosskernen bestätigen.

Abschliessend möchte ich meinen Lehrern, Herrn Prof. Dr. P. HUBER und Herrn Prof. Dr. E. BAUMGARTNER, für ihre stete Hilfsbereitschaft und Unterstützung herzlich danken. Der mechanische Teil der Apparatur wurde unter der Leitung von Herrn H. WEYENETH prompt und zuverlässig ausgeführt. Der Kommission für Atomwissenschaften des Schweizerischen Nationalfonds verdanke ich die finanzielle Unterstützung der Arbeit.

Literatur

[1]) G. A. ERSKINE, Proc. Roy. Soc. *A 224*, 362 (1954).
[2]) A. DALGARNO und G. W. GRIFFING, Proc. Roy. Soc. *A 248*, 415 (1958).
[3]) W. P. JESSE und J. SADAUSKIS, Phys. Rev. *90*, 1120 (1953).
[4]) J. M. VALENTINE und S. C. CURRAN, Reports on progress in physics, XII, 1 (1958).
[5]) H. W. FULBRIGHT, Handbuch der Physik (S. FLÜGGE), XLV, 1 (1958).
[6]) W. P. JESSE, Phys. Rev. *122*, 1195 (1961).
[7]) R. ISHIWARI, S. YAMASHITA, K. YUASA und K. MIYAKE, Journ. Phys. Soc. Japan *11*, 4 (1956).
[8]) H. BICHSEL, W. HAELG, P. HUBER und A. STEBLER, Helv. Phys. Acta *25*, 119 (1952).
[9]) J. B. MARION, Rev. Mod. Phys. *33*, 139 (1961).
[10]) L. SCHELLENBERG, E. BAUMGARTNER, P. HUBER und F. SEILER, Helv. Phys. Acta *32*, 357 (1959).
[11]) A. B. CHILTON, J. N. COOPER und J. C. HARRIS, Phys. Rev. *93*, 413 (1954).
[12]) M. BADER, R. E. PIXLEY, F. S. MOZER und W. WHALING, Phys. Rev. *103*, 32 (1956).
[13]) F. AJTZENBERG und T. LAURITSEN, Rev. Mod. Phys. *24*, 321 (1952).
[14]) M. S. LIVINGSTONE und H. A. BETHE, Rev. Mod. Phys. *9*, 245 (1937).
[15]) D. I. PORAT und K. RAMAVATARAM, Proc. Roy. Soc. *A 252*, 394 (1959).
[16]) H. A. BETHE, Rev. Mod. Phys. *22*, 213 (1950).
[17]) S. K. ALLISON und S. D. WARSHAW, Rev. Mod. Phys. *25*, 779 (1953).
[18]) S. K. ALLISON, Rev. Mod. Phys. *30*, 1137 (1958).
[19]) G. JAFFE, Ann. d. Phys. *42*, 303 (1913).
[20]) R. A. NIELSEN, Phys. Rev. *50*, 950 (1936).
[21]) P. R. TUNNICLIFFE und A. G. WARD, Proc. Phys. Soc. *A 65*, 233 (1952).
[22]) R. A. LOWRY und G. H. MILLER, Phys. Rev. *109*, 826 (1958).
[23]) H. V. LARSON, Phys. Rev. *112*, 1927 (1958).
[24]) W. GERBES, Ann. d. Phys. *23*, 648 (1935).
[25]) N. BOHR, Danske Vidensk. Selskab, XVIII, 8 (1948).
[26]) B. S. MADSEN, Dan. Mat.-Fys. Medd. *23*, 8 (1945).
[27]) W. P. JESSE und J. SADAUSKIS, Phys. Rev. *102*, 389 (1956).

Curriculum vitae

Am 14. November 1935 wurde ich, LUKAS SCHALLER, heimatberechtigt in Basel, als Sohn des Kaufmanns Albert Schaller und der Maria, geborene Schmidiger, in Basel geboren.

Nach einer Primarschulzeit von 4 Jahren, die vom Tod meines Vaters (1944) überschattet wurde, trat ich im Frühjahr 1946 in das Humanistische Gymnasium Basel ein. Acht Jahre später bestand ich dort die Maturitätsprüfung.

Seit dem Sommersemester 1954 bin ich an der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Basel immatrikuliert. Dem Physikstudium parallel erfolgte meine militärische Ausbildung zum Offizier. Im Herbst 1958 begann ich unter der Leitung der Herren Professoren Dr. P. Huber und Dr. E. Baumgartner mit der Ausarbeitung meiner Dissertation. Gleichzeitig wurde ich Assistent in der Vorlesung für Experimentalphysik von Herrn Professor P. Huber.

Meine wissenschaftliche Ausbildung verdanke ich folgenden Herren Professoren und Dozenten: P. Huber, E. Baumgartner, E. Baldinger, E. Miescher, M. Fierz, K. Alder, W. Czaja, A. Ostrowski, A. Speiser, H. Huber, E. Batschelet, P. Buchner, A. Huber, W. Becker, J. O. Fleckenstein, H. Erlenmeyer, H. Dahn, T. Reichstein, C. Grob, W. Kuhn, H. Labhart und A. Portmann.